CH7 ORIGINE DE L'ASYMETRIE MATIERE-ANTIMATIERE DANS L'UNIVERS

7.1 Généralités

7.1.1 Observations :

→ On observe pas de quantité macroscopique d'anti-matière dans l'univers : il n'y a que des baryons, pas d'antibaryon.

↳ le CMB permet de restreindre $\Omega_B h^2 = 0{,}0222(2)$ et la BBN $0{,}021 < \Omega_B h^2 < 0{,}024$ à 95% de CI. Ceci implique

$4{,}7\% < \Omega_B < 5{,}3\% \Leftrightarrow 5{,}8.10^{-10} < \eta < 6{,}6.10^{-10}$ $\qquad \eta \equiv n_B/n_\gamma$

$\Leftrightarrow 8{,}3.10^{-11} < n_B/s < 9{,}4.10^{-11}$

→ On observe que des électrons : $n_{e^-} = n_p^{tot} = n_B$

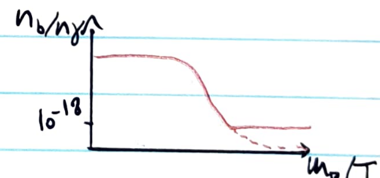
→ Pour l'asymétrie $\nu - \bar{\nu}$, on ne sait pas

7.1.2 Ratio baryons-photons très grand :

→ Le ratio $\frac{n_b}{n_\gamma} \sim 10^{-9}$ est très grand s'il n'y avait pas d'asymétrie.

En effet, lorsque $T \lesssim GeV$, on a $\bar{p} + p \to \pi + \pi$: catastrophe d'annihilation

$\Rightarrow \frac{n_b}{n_\gamma} = \frac{n_t}{n_\gamma} \sim 10^{-18} \lll 10^{-9}$



→ Il faut une asymétrie préexistante, avant $T \sim GeV$

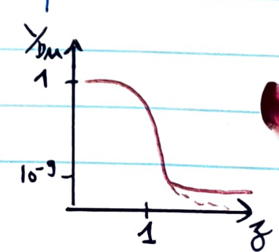
7.1.3 Ratio baryons-photons très petit :

→ Ce même ratio est petit car lorsque $T > GeV$, on a $\frac{n_q}{n_\gamma} \sim 1 \sim \frac{n_{\bar{q}}}{n_\gamma}$

↳ La transition entre $T > GeV$ et $T < GeV$, tout les antiquarks doivent s'annihiler sauf 1 pour 10^9

↳ en $T > GeV$, on a $10^9\ \bar{q}$ et $(10^9+1)\ q$

· en $T < GeV$, on a $0\ \bar{q}$ et $1\ q$



→ Asymétrie préexistante très faible !

7.1.4 Inflation: (voir plus tard)

→ Vers la fin de l'inflation, il n'y a pas de quark ni d'antiquark. L'asymétrie a dû apparaître soit pendant la transition entre l'inflation et le bain thermique, soit après l'inflation.

→ On se concentrera sur le scenario où l'asymétrie apparaît pendant le bain thermique.

7.1.5 Modèle Standard:

→ Au sein du SM, il n'y a pas de mécanisme pour expliquer cette asymétrie. Il faut de la physique au delà du SM (BSM).

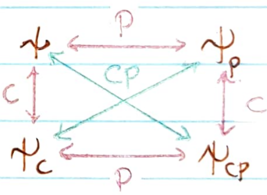
→ C'est un exemple d'une conséquence de la cosmologie sur la physique des particules.

7.1.6 Les 3 conditions de Sakharov:

→ Il y a 3 conditions à respecter pour créer une asymétrie:

① Il faut un processus qui brise le nombre baryonique B

② Il faut un processus qui brise C et CP



→ l'antiparticule est le conjugué CP de sa particule

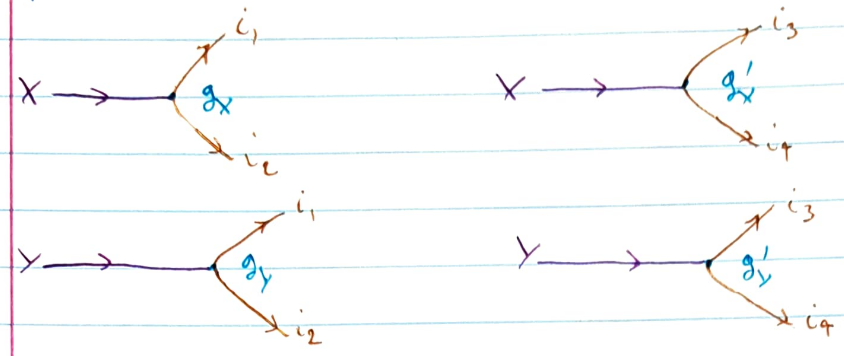
→ Si CP est conservé, le nombre de Ψ et de Ψ_{CP} reste égal.

③ Ce(s) processus doivent être hors équilibre thermique.

7.2 Exemple de baryogénèse : désintegration

7.2.1 Nouvelles particules lourdes :

→ On introduit 2 nouvelles particules lourdes : X et Y. On suppose que chacune se désintègre au moins de 2 manières :



→ Il faut que $B_{i_1}+B_{i_2}\neq 0$ et $B_{i_1}+B_{i_2}\neq B_{i_3}+B_{i_4}$. On choisi (par exemple) de prendre $B_{i_1}+B_{i_2}=1$ et $B_{i_3}+B_{i_4}=0$

→ On prend i_1, i_2, i_3, i_4 en équilibre thermique avec les particules du SM du bain thermique

→ On néglige les désintegration de X en posant $m_Y \gg m_X$

7.2.2 Première étape : $T \gg m_X$

→ Lorsque $T \gg m_X$, on suppose que g_X et/ou g'_X suffisament grand pour être en équilibre thermique avec le plasma du SM :

$$\begin{cases} n_X = n_X^{EQ}(T, \mu_X = 0) & \text{où } n_X^{EQ} = f^{F-D} \text{ ou } f^{B-E} \\ n_{\bar{X}} = n_X^{EQ}(T, \mu_X = 0) \end{cases}$$

↳ Pas d'asymétrie en $T > m_X$

7.2.3 Deuxième étape : $T \lesssim m_X$

→ Si $\Gamma_X^{tot} > H$: équilibre thermique

$$\Rightarrow n_X = n_X^{EQ} = g_X \left(\frac{m_X T}{2\pi}\right)^{3/2} e^{-m_X/T}$$

⇒ les X et $\bar{X}$ disparaissent

→ Si $\Gamma_X^{tot} < H$: pas d'équilibre thermique

⇒ il n'y a que des désintégrations $X \to i_1 i_2$ et $X \to i_3 i_4$

⇒ Dans ce cas aussi, les X et $\bar{X}$ disparaissent.

→ Posons alors $\Gamma(X \to i_1 i_2) \neq \Gamma(\bar{X} \to \bar{i}_1 \bar{i}_2)$ (C et CP brisés).

Alors à chaque désintégration, il y a en moyenne une production de

$$\Delta B_X = \frac{\Gamma(X \to i_1 i_2)}{\Gamma_X^{tot}} \cdot \underbrace{(B_{i_1} + B_{i_2})}_{=1}$$

$$\Delta B_{\bar{X}} = \frac{\Gamma(\bar{X} \to \bar{i}_1 \bar{i}_2)}{\Gamma_X^{tot}} \underbrace{(B_{\bar{i}_1} + B_{\bar{i}_2})}_{=-1}$$

DEF On peut définir le paramètre d'asymétrie CP ε_{CP} selon

$$\varepsilon_{CP} \equiv \frac{\Gamma(X \to i_1 i_2) - \Gamma(\bar{X} \to \bar{i}_1 \bar{i}_2)}{\Gamma_X^{tot}} \cdot (B_{i_1} + B_{i_2}) = \Delta B$$

Si CP est conservé, $\Gamma(X \to i_1 i_2) = \Gamma(\bar{X} \to \bar{i}_1 \bar{i}_2)$

→ Une fois tout les X et $\bar{X}$ désintégrés, on a :

$$\left.\frac{n_B}{s}\right|_{T \ll m_X} = \left.\frac{n_X^{EQ}}{s}\right|_{T \gg m_X} \cdot \varepsilon_{CP}$$

si X est un boson ↗ $$= \frac{g_X\, \zeta(3) T^3/\pi^2}{\frac{2\pi^2}{45} g_*^S(T) \cdot T^3} \cdot \varepsilon_{CP} \simeq 2 g_X \cdot 10^{-3}\, \varepsilon_{CP}$$

↳ Il faut $\varepsilon_{CP} \sim 10^{-6}$ pour obtenir $n_B/s \sim 10^{-10}$

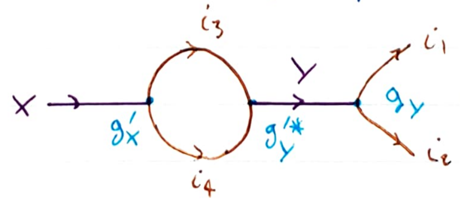
7.3 Asymétrie CP

→ Au tree level, $\varepsilon_{CP} = 0$. En effet,

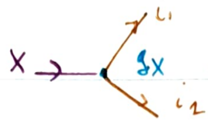
$\Gamma(X \to i_1 i_2) = |g_X|^2 \cdot I_X$ et $\Gamma(\bar{X} \to \bar{i}_1 \bar{i}_2) = |g_X|^2 \cdot I_{\bar{X}}$

avec $I_X = I_{\bar{X}}$

→ Au NLO (boucle), on peut avoir $\varepsilon_{CP} \neq 0$. En effet,

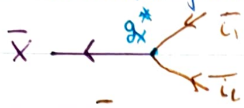


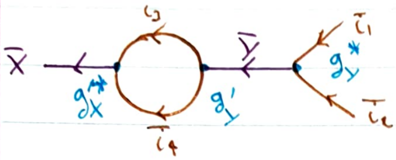
$$\to \mathcal{M}^{(1)} = g'_X\, g'^{*}_Y\, g_Y \cdot \underbrace{I_{X \to Y}}_{\text{boucle}}$$

En écrivant  $\leftrightarrow \mathcal{M}^{(0)} = g_X \cdot C_X$, on a

$$\Gamma(X \to i_1 i_2) \propto \mathcal{M}^{(1)*}\mathcal{M}^{(0)} + \mathcal{M}^{(0)*}\mathcal{M}^{(1)}$$
$$= g_X^* g_X' g_Y'^* g_Y \, C_X I_{X\to Y} + g_X g_X'^* g_Y' g_Y^* \, C_X^* I_{X\to Y}^*$$

→ Similairement pour $\bar{X} \to \bar{i}_1 \bar{i}_2$:

 $\leftrightarrow \mathcal{M}^{(0)} = g_X^* \, C_{\bar{X}}$

 $\leftrightarrow \mathcal{M}^{(1)} = g_X'^* g_Y' g_Y \cdot I_{\bar{X}\to\bar{Y}}$

$$\Gamma(\bar{X} \to \bar{i}_1 \bar{i}_2) \propto \mathcal{M}^{(1)*}\mathcal{M}^{(0)} + \mathcal{M}^{(0)*}\mathcal{M}^{(1)}$$
$$= g_X g_X'^* g_Y' g_Y^* \cdot C_{\bar{X}} I_{\bar{X}\to\bar{Y}} + g_X^* g_X' g_Y'^* g_Y \cdot C_{\bar{X}} I_{\bar{X}\to\bar{Y}}^*$$

→ Au tree-level, toutes les quantités sont réelles $C_X = C_X^* = C_{\bar{X}} = C_{\bar{X}}^*$
Au loop-level, on a $I_{X\to Y} = I_{\bar{X}\to\bar{Y}}$ et $I_{X\to Y}$ peut être complèxe.
C'est le cas lorsque $m_X > m_{i_3} + m_{i_4}$. Dans ce cas, i_3 et i_4 peuvent être réelles dans la boucle ($q_{i_3}^2 = m_{i_3}^2$ et $q_{i_4}^2 = m_{i_4}^2$), et le propagateur $\frac{1}{q^2 - m^2 + i\epsilon} \simeq \frac{1}{i\epsilon} \Rightarrow I_{X\to Y} \in \mathbb{C}$.

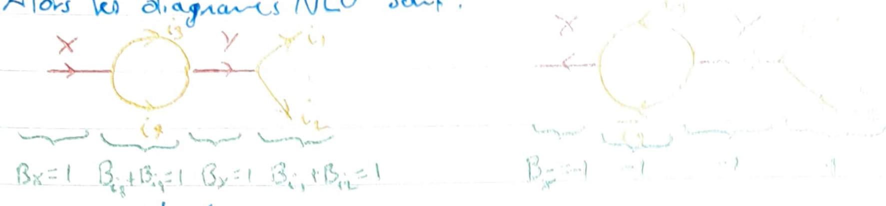
→ On a $\Gamma(X \to i_1 i_2) - \Gamma(\bar{X} \to \bar{i}_1 \bar{i}_2) \propto 4 \, \mathrm{Im}\{g_X^* g_X' g_Y'^* g_Y\} \cdot \mathrm{Im}(I_{X\to Y})$

PROP Il y a une asymétrie CP si
1. $\mathrm{Im}\{g_X^* g_X' g_Y'^* g_Y\} \neq 0$ ($\Leftarrow$ couplages complèxes)
2. $\mathrm{Im}\{I_{X\to Y}\} \neq 0$ ($\Leftarrow m_{i_3} + m_{i_4} < m_X$)

7.4 Brisure explicite de B

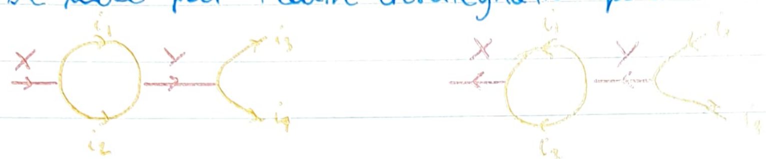
→ Pour avoir $\varepsilon_{CP} \neq 0$, il fallait $B_{i_3} + B_{i_4} \neq B_{i_1} + B_{i_2}$.

→ Exemple où ça marche pas : on prend $B_X = B_Y = B_{i_1} + B_{i_2} = B_{i_3} + B_{i_4}$.
Alors les diagrammes NLO sont :



On obtient $\frac{n_B}{s} = 0$

↳ De même pour l'autre désintégration possible :



En tout, on a

$$\frac{n_B}{s} = \left(\varepsilon_{CP}\{X \to i_1 i_2\} + \varepsilon_{CP}\{X \to i_3 i_4\}\right) \frac{n_X}{s}\Big|_{T \gg m_X} = 0$$

7.5 Condition de déséquilibre thermique

→ Pour avoir $\frac{n_B}{s}\Big|_{T \ll m_X} = \frac{n_X}{s}\Big|_{T \gg m_X} \cdot \varepsilon_{CP}$, on avait supposé qu'il n'y avait que des $X \to i_1 i_2$ et $\bar{X} \to \bar{i}_1 \bar{i}_2$ $\left(\varepsilon_{CP} = \frac{\Gamma(X \to 12) - \Gamma(\bar{X} \to \bar{1}\bar{2})}{\Gamma_X^{tot}} \cdot (B_{i_1} + B_{i_2})\right)$

↳ Il faut être hors équilibre thermique

↳ Si $\Gamma_{X \to i_1 i_2} > H$, alors $X \leftrightarrow i_1 i_2$ et $X \leftrightarrow i_3 i_4$. Dans ce cas, même si on produit plus de $i_1 i_2$ que de $\bar{i}_1 \bar{i}_2$ (asymétrie), on aura statistiquement plus de $i_1 i_2 \to X$ que de $\bar{i}_1 \bar{i}_2 \bar{X}$

→ L'asymétrie est réduite à 0 par effet statistique.

⇒ Il faut $\Gamma_{X \to i_1 i_2} < H$ pour conserver l'asymétrie.

→ Si $m_Y \gg m_X$, la désintégration des Y en $T \lesssim m_Y$ peut créer une asymétrie baryonique, mais les processus $i_1 i_2 \to X$, $\bar{i}_1 \bar{i}_2 \to \bar{X}$ auront tout le temps d'effacer cette asymétrie par effet statistique.

7.6 Equations de Boltzmann

→ Pour la matière noire, on avait trouvé : $\quad z \equiv m_{DM}/T$

$$s z H(z) \frac{dY_{DM}}{dz} = 2\gamma^{EQ}\left(1 - \frac{Y_{DM}^2}{Y_{DM}^{EQ\,2}}\right)$$

$$= 2\gamma^{EQ} - 2\gamma^{EQ}\, Y_{DM}^2 / Y_{DM}^{EQ\,2}$$

où : $+2$: # de particules de DM apparaissant par SMSM → DM DM

-2 : # de particules de DM apparaissant par DMDM → SMSM

$\gamma^{EQ} = n_{DM}^{EQ} \langle \sigma_{DMDM \to SMSM} \cdot v \rangle$: # de transitions de DMDM → SMSM à l'équilibre thermique, par temps par volume.

$\gamma^{EQ} \frac{Y_{DM}^2}{Y_{DM}^{EQ\,2}}$: # de transitions DMDM → SMSM hors équilibre (pour n_{DM} quelconque).

→ Pour une particule X, on aura de manière analogue : $\quad z \equiv m_X/T$

$$s z H(z) \frac{dY_X}{dz} = \gamma_D^{EQ}\left(1 - Y_X / Y_X^{EQ}\right)$$

où : ± 1 : # de X apparaissant dans $X \to \cdots$

? $\quad \gamma_D^{EQ} = n_X^{EQ} \langle \Gamma_X^{tot} \rangle = n_X^{EQ} \cdot \Gamma_X^{tot} \underbrace{\langle m_X / E_X \rangle}_{\text{si } X \text{ relativiste : boost}}$ ← inverse ? à check !

→ Le nombre baryonique, pour $X = \bar{X}$ et $B_{i_1} = 1$, $B_{i_2} = 0$ (asymétrie baryonique dans $i_1 - \bar{i}_1$), est donné par :

$$s z H(z) \frac{dY_B}{dz} = \gamma_D^{EQ}\left(\frac{Y_X}{Y_X^{EQ}} - 1\right) \cdot \varepsilon_{CP}^X - \frac{Y_B}{Y_{i_1}^{EQ}} \cdot \gamma_{D,\cancel{B}}^{EQ}$$

où : $\gamma_{D,\cancel{B}}^{EQ} = n_X^{EQ} \cdot \Gamma_{X,\cancel{B}} \langle E_X / m_X \rangle$ avec $\Gamma_{X,\cancel{B}} \equiv \Gamma_{X \to i_1 i_2}$

↳ Le terme $-\frac{Y_B}{Y_{i_1}^{EQ}} \cdot \gamma_{D,\cancel{B}}^{EQ}$ annule Y_B si $\begin{cases} \to Y_B \text{ est créé} \\ \to \Gamma_{X,\cancel{B}} > H \end{cases}$

En effet, l'asymétrie de i_1 est petite :

$$n_B = \Delta n_{i_1} = n_{i_1} - n_{\bar{i}_1} \ll n_{i_1}^{EQ} \quad \text{et} \quad \begin{cases} n_{i_1} = n_{i_1}^{EQ} + \Delta n_{i_1}/2 \\ n_{\bar{i}_1} = n_{i_1}^{EQ} - \Delta n_{i_1}/2 \end{cases}$$

et on a $i_1 i_2 \to X \rightsquigarrow \gamma_{D,\cancel{B}}^{EQ}\left(1 + \frac{\Delta n_{i_1}}{2 n_{i_1}^{EQ}}\right)$

$\bar{i}_1 \bar{i}_2 \to \bar{X} \rightsquigarrow \gamma_{D,\cancel{B}}^{EQ}\left(1 - \frac{\Delta n_{i_1}}{2 n_{i_1}^{EQ}}\right)$

(rappel : $\gamma_{D,\cancel{B}}^{EQ} = n_{i_1}^{EQ} \langle \Gamma_{X \to i_1 i_2} \rangle$)

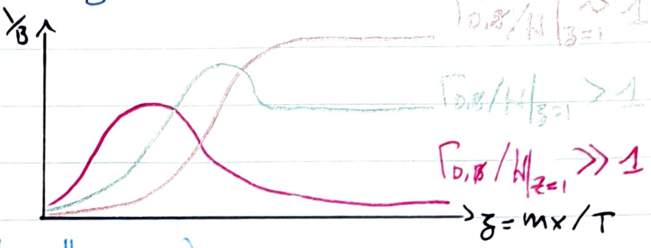
→ Le changement de $Y_B = n_B/s$ par temps par volume est :

$$\gamma_{D,B}^{EQ}\left\{\left(-1-\frac{\Delta n_{\ell_i}}{2n_{\ell_i}^{EQ}}\right)+\left(1-\frac{\Delta n_{\ell_i}}{2n_{\ell_i}^{EQ}}\right)\right\}$$

$$=\gamma_{D,B}^{EQ}\cdot\left(-\frac{\Delta n_{\ell_i}}{n_{\ell_i}^{EQ}}\right)=-\gamma_{D,B}^{EQ}\,\frac{Y_B}{Y_{n_{\ell_i}}^{EQ}}$$

→ Si $Y_B > 0$, ce terme va diminuer Y_B
Si $Y_B < 0$, ce terme va augmenter Y_B
↳ Dans tous les cas, $|Y_B| \to 0$

→ En intégrant ces équations de Boltzmann, on trouve :



→ Plus $\Gamma_{D,B}/H$ est grand lorsque $z=1$ (lorsque $m_X = T$), plus il y a de wash out
(diminution de Y_B dû à l'équilibre thermique).

→ Actuellement, le modèle le plus motivé de la baryogénèse est la leptogénèse, qui pourrait en même temps donner la masse des neutrinos.